

地球の熱歴史について*

V. Yu. Levin & SV. Maeva

小西 善治 訳

Schmidt の宇宙発生源説を基礎におく地球の熱歴史研究、すなわち地球は最初冷却状態にあったが、その後放射能で熱せられて暖くなったという考え方を基にする研究は、地球の構造と発達とを反映する一層複雑なモデルの検討によつてすでに数年間行なわれてきた。

1950~51 年間には、地球の初期温度零の地球の均質なモデル（放射性元素の含有量および温度性質の関係が均一なモデル）が研究された。この研究結果によれば、隕石の平均含有量は、地球の中心部を数千度の温度にまで熱するのに充分である。このことは、数十億年以前では、放射性元素がこんにちよりも著しく多量に含まれ、その崩壊によつて多量の熱が放出されたことだけを考へてみても明らかである。

1952 年には、最初均一であつたが、30 億年前に、含有比の分化した放射性元素に瞬間的に転化したと仮定して地球のモデルが検討された。

1954~56 年には、地球の初期温度の近似的計算が最初に行なわれた。Safronov は、地球を構成する物体および粒子の衝撃 (impact) によつて温度分布が起ることを考へた。Lyubimov は、内部層が増大する外部層の重量によつて圧縮されて、温度分布が増大すると考へた。

次に一歩すすめて、温度および圧力と分子熱伝導との相関関係と放射熱伝導とを考慮に入れて研究が行なわれた。

Lyubimov は、温度の初期分布計算を行なう際に、衝撃によつて最大の heating (地球) が与えられると考へている Safronov の計算を利用した。この計算結果によると、地球の半径に沿う初期温度分布曲線は深度 2,500~3,000 km で 1,500~2,000° の極大温度をもち、中心から上方に向かうに従つて 300~400° の温度低下が起こつている。その結果最近の温度分布曲線によると、極大温度が外殻と中心核との境界付近に求められる。しかしその後の Safronov の研究によると、衝撃に基づく地球の heating の度合はわずかである。Safronov は同時に、地球の外殻が形成されつつあつた当時に行なわれた地球の内部の放射熱の放散を考慮に入れた。このようにして Safronov は、地球の形成時における放射熱の発散+物質の圧縮に基づく温度上昇が、地球の初期温度分布を決定することを明らかにした。(現在の地球の質量の 97% に達した瞬間の温度分布をさす。) $1-2 \cdot 10^8$ 年にわたる地球の形成期間中に、温度は、中心部の 1,000~1,500° から外面の 300° まで低下した。

最近の研究によると、30 億年前に、放射性元素の均等分布が分化分布に置き換わつてることが考へられている。現在理論計算値 (これらの要因を考慮に入れた) は、観測値の 2 倍の大きさになつている。このような食い違いは、求められた温度分布曲線が現実に対応しないので、方法論的興味の対象にすぎないことを示しているが、Lyubimov は、地球半径に沿う珪酸塩および鉄物質の熔融温度の変移曲線と比較している。しかし固体の量子理論によつて計算された圧力と熔融温度との相関曲線は、きわめて現実の値にきわめて近似していることを附加しておこう。

* В. Ю. Левин, С. В. Маева: О Термической истории земли, Известия академии наук СССР, Серия геофизическая, № 2, p. 243~252, Москва, 1960

以上の諸研究によれば、深度 500~1,000 km までの地球外部層は、すでに最高温度の時代を経過し、すでに徐々に冷却しつつあることを示している。またこれと対応して、地球の中心核から上方への熱の流れは、すでに最盛期を経たことになる。しかしこの考え方には数年前から疑問が抱かれている。このことは、これらの考え方の基礎となつているモデルでは、現在まで継続している放射性元素の緩慢な長期再分布特性を考えに入れていないことをみれば明らかである。放射性元素は、すでに数億年前に、地球の生成過程で一層軽い物質とともに外殻の上部から表面へ運ばれている。

地球の熱歴史の計算に影響を及ぼす根拠の薄弱な既知要因が多数にあるから、この計数については、多様な結果が得られるので、そのために現実に近いものを選ぶことが不可能であるような印象が得られる。しかし地熱観察によつて決定されるデータと理論熱流値を較べて、求められた結果を補整するならば、選択も可能となるであろう。このようにすれば、また各要因の変動を許容範囲に保つて、現実に一致するような薄弱な既知要因を求めることが可能である。

本論文のおもな目的は、(1)理論・観察熱流を比較して考えられる放射性元素の平均含有量を明らかにすること。(2)放射性元素が地球の表面に絶えず運ばれていることを考慮に入れて、地球外部層の温度の時間的変化特性を明らかにすること。(3)大陸殻と海洋殻との理論的熱流値——観察結果によると實際上同一の熱流がみられる——を比較することにある。

計算にあつては、次のような地球モデルを仮定した。

放射性元素の初期分布は、全地球にわたつて均一(1g物質の計算)であつて、次いで30億年前には1,000 kmの外部層の領域で、放射性元素の再配分が起り、この種元素は地球の表面へ運ばれた。そのために1,000 km以下の深部(殻部)では、放射性元素が均等に乏しくなつたので、 $d=30$ kmの大陸殻または $d=10$ km海洋殻の外層では放射性元素に富化された。このように、現実に発生したように、地殻の厚さが常に増大するとともに、放射性元素による富化が一定の厚さをもつ殻層に緩慢に行なわれたものとする。このモデルは、計算の便宜のために作成されたが、その結果には、實際上影響を受けない。現実との一層本質的な食い違いは、深度1,000 kmまでの中心核の周辺殻上部の均等劣化(放射性元素)に関する仮定にある。実際上放射性元素の移動は、周辺殻の劣化部分に放射性元素の不均等分布を造成するはずである。そのうえその厚さは、時間とともに増大するはずである。しかしどの深さに、放射性元素の運動に好ましい条件が早期に造成されたかを述べることはむづかしい。

地球の年令は、形成の開始期から考えると、 $5 \cdot 10^9$ 年に相当している。しかし形成開始の瞬間の t 時を控除すると、地殻の形成開始期は $t=2 \cdot 10^9$ 年となる。

計算は放射性元素の3種の平均含有量について行なわれた。計算の基礎には、C変数(Starikovによる隕石の放射性元素の平均含量)がとられているが、 $C_{1/2}$ と C_2 変数では、Kの含量が同一の場合の1/2と2倍とのウランおよびトリウムの含量がとられている(表参照)。

元 素	$C(g/g)$	$C_{1/2}(g/g)$	$C_2(g/g)$
U	$5.2 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$10.4 \cdot 10^{-8}$
Th	$21 \cdot 10^{-8}$	$10.5 \cdot 10^{-8}$	$42 \cdot 10^{-8}$
K	$0.7 \cdot 10^{-8}$	$0.7 \cdot 10^{-8}$	$0.7 \cdot 10^{-8}$

この表によれば、この種変数の現世の熱放出は与えられたC変数の58%と184%となる。

外部層(殻)の現世の熱遊離(liberation of heat)は、花崗岩1と玄武岩2の割合の平均熱放出量に等しいものとしてとられた。Birchのデータによれば、熱遊離量は花崗岩では $22.18 \cdot 10^{-14}$ cal/g·sec、玄武岩では $3.49 \cdot 10^{-14}$ cal/g·secであるから、このような地殻の平均遊離量は $9.70 \cdot 10^{-14}$ cal/g·secとなり、C変種による地球の非分化物質の熱遊離を30.6倍上回ることになる。この数値は、大陸殻および海洋殻の値としてとられるであろう。

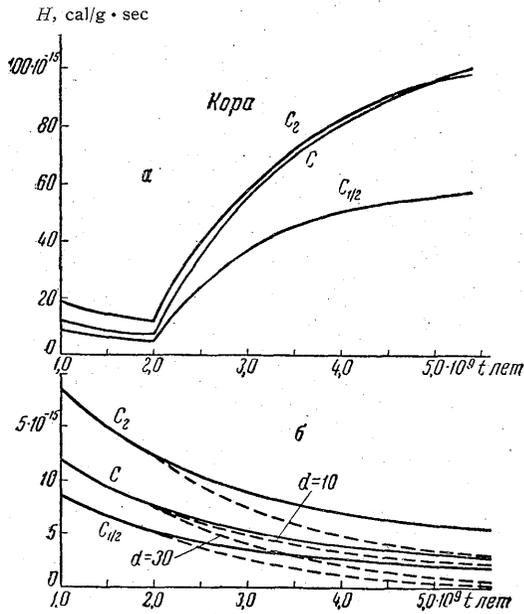
放射性元素に基づく地殻の富化は、線型法則により行なわれるものとする。(放射性元素の

崩壊により放出されるものとする) 換言すれば地殻では「初期」熱遊離 (または濃縮) を与える指数乗数は線型法則により増大するものと仮定する。

$$H(t) = \left(1 + k \frac{t - t_1}{5 \cdot 10^9 - t_1}\right) \sum_i H_i(0) e^{-\lambda_i t} \quad (1)$$

$H(t)$ —地殻における完全熱遊離, $H_i(0)$ —初期遊離熱, i — $5 \cdot 10^9$ 年前の放射性元素, λ_i —この種元素の定崩壊, $t_1 = 2 \cdot 10^9$ 年, 地殻の富化開始期, k —富化速度を特徴付ける係数, C 変数では $K = 29.6$ である。

第1式は, 地殻の劣化部分に対しては, 指数乗数の変化の非線型法則を誘導する。この考えによって求められた地殻および周辺殻 (1,000 km 以下の深度) の劣化部分の遊離熱曲線は第1図に示されてある。ただし密度は 4 g/cm^3 にとられている (第1図)。周辺殻 (中心核を取り巻く) の現世の遊離熱は, $0.063 \cdot 10^{-14} \text{ cal/g} \cdot \text{sec}$ であつて, ツン橄欖岩の遊離熱と実際上一致している。



第1図 地殻および周辺殻の劣化部分 (放射性元素) の遊離熱曲線
 — 周辺殻の劣化部分
 - - - 周辺殻および中心核の非劣化部分

C_2 の遊離熱曲線が同様にして求められる。この場合には, 周辺殻は比較的低度の劣化が要請される。この場合, (1)式では, ウランおよびトリウムに対して $k=14$, カリウムに対して $k=32.1$ にとられた。 $C_{1/2}$ 変数では, 周辺殻 (1,000 km 以下) に含まれている全放射性元素は取り上げられた $9.70 \cdot 10^{-14} \text{ cal/g} \cdot \text{sec}$ まで地殻の熱遊離を高めるためには不充分である。この場合, 現時の地殻の遊離熱としては, $6.67 \cdot 10^{-14} \text{ cal/g} \cdot \text{sec}$ に等しいととられているが, 周辺殻の劣化部における遊離熱は $0.035 \cdot 10^{-14} \text{ cal/g} \cdot \text{sec}$ である。

實際上地球の形成が完成された当時における初期熱分布—放射性元素 C の濃集度に対応する—は Safronov の値をとり, そのうえ最も信頼度の高いと考えられる数値の1つとして $0.23 \cdot 10^9$ 年を利用した。 $C_{1/2}$ と C_2 の濃集に対応する温度の初期分布は, 対応する方法によって求められた。

外殻の分子熱遊離と圧力および温度との相関関係は, Zharkov が算出した。

$$\lambda_m = \text{const} \frac{f(p)}{T} \quad (2)$$

圧力函数 $f(p)$ は、地表から周辺殻および中心核の境界に近づくと、25倍に増大する(深度による圧力変化は Bullen の方式に従った。) (2)式の定数は、周辺殻の物質がツン橄欖岩の遊離熱をもっていると仮定して決定した。この場合、地球の表面条件では $\lambda=1.2 \cdot 10^{-2}$ cal/cm, sec.grad である。

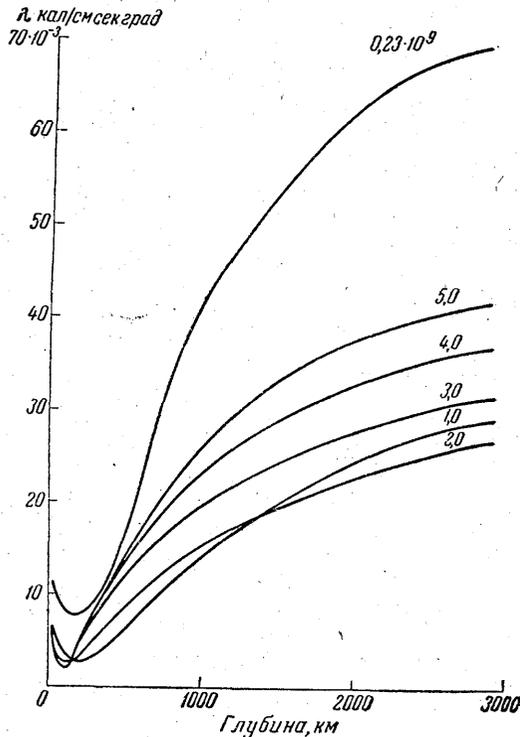
最近、地球の深部では放射熱の遊離(放射熱の移動)が重要な役割をなすという仮説(Clarkの研究に基づいて)が提唱された。このような放射能の移動は、可視媒質(例えばガラ質の熔融炉中でみられる)中ばかりでなく、一般には赤熱状態の電媒質中に存在するようである。放射性遊離熱は次のようにして求められている。

$$\lambda r = \frac{16}{3} \frac{\sigma n^2}{\epsilon} T^3 \quad (3)$$

σ —Stephan-Boltzman 定数, n —屈折係数, ϵ —吸収係数, T —絶対温度

ϵ が 10^3 cm^{-1} オーダの場合には、放射性遊離熱伝導は $1,500 \sim 2,000^\circ$ の際に重要なファクターとなり、さらに温度が上昇すると、放射性熱伝導は、分子熱伝導よりも大きな役割を占め始める。Lawson and Jamieson^{註1)}によれば地球の深部条件では、一層小さな値、すなわち放射性熱伝導の大きな役割が依然として期待される。残念なことには、放射性熱伝導を左右する吸収係数は、地球物質に対してはほとんど知られていない。

そのうえ、非放射性、励起熱伝導は、分子熱伝導とともに重要な役割をなすことが可能である。しかし放射性ならびに励起熱伝導は、高温度下のみ存在し、地球の深部から外部へ、質的に同一の温度分布を誘導する。以下の計算では、分子熱伝導とともに、放射性熱伝導が重



第2図 全伝導熱の変化について $\lambda(T, p)$
 $C, d=3, \epsilon=200, c=0.2$

要な役割をなすものと仮定されている。

第3式では、 $n^2=3$ と仮定されている。この屈折係数は、スペクトルの可視領域の橄欖石お

註1) Lawson A.W., Jamieson J.C. Energy transfer in the earth's mantle. J. Geol., 66, No. 5, 1958

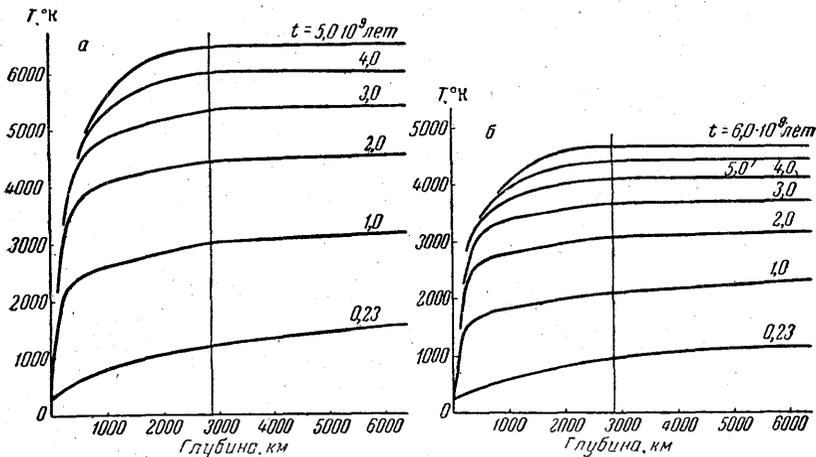
よび MgO に対する値と同じ値がとられている。吸収係数は、 $\epsilon=200 \text{ cm}^{-1}$ (高温下下の半導体の値)にとられている。ある計算値では、 $\epsilon=40 \text{ cm}^{-1}$ にとられているが、この値は、室温下の塩基性岩石の値である。深さによる全熱伝導の変化例は第2図に示されてある。

地球が heating の初期には、深部の分子伝導熱は低下するが、外部層の伝導熱よりも依然として高く、次いで放射熱の有効移動が開始されると全伝導熱は上昇する。この場合浅所の最小の分子伝導熱は、地球表面近くに徐々に移動する。

第2図では、放射性伝導熱が比較的わずかな役割を占める場合に対応する深部の総伝導熱は、heating の開始後においても、冷却状態の伝導熱よりも依然として低い。しかし放射性伝導熱が大きな役割を占める場合には、地球深部の総熱伝導は、大きくなり始める。地球の中心核では、温度および圧力と無関係に、金属の熱伝導は、 $0.5 \text{ cal/cm}\cdot\text{sec}\cdot\text{grad}$ にとられている。

多くの計算では、物質の熱容量は 0.2 にとられているが、Lyubimov は $0.3 \text{ cal/g}\cdot\text{grad}$ とみなしている。この値によれば、地球の中心部は、それぞれ最小温度となり、地球の表面を通じて起こる熱の流れは最小となる。

しかし熱容量と関連性のあるおもな誤りは、中心核とその周辺殻に対して同一の C 値がとられていることである。相転移が起こった中心核および鉄質核の場合には、熱容量は、周辺殻の熱容量と異なっている。かりに中心核の熱容量が周辺殻の下部のそれよりも大きいとすると中心核の温度は、徐々に上昇し、周辺殻から中心核への熱の流れが発生する。中心核の熱容量が周辺殻よりも小さい場合には、中心核の温度は高く、中心核から周辺殻に向かう熱の流れは増大する。



第3図 深さによる温度変化
a-C, $d=30$, $\epsilon=200$, $c=0.2$; b-C, $d=30$, $\epsilon=200$, $c=0.3$

温度計算は、hydro integrator によって行なつた。この場合、温度によって左右される熱誘導係数をもつ熱誘導方程式を解くから、わずかの時間的間隔において対応水圧抵抗が変わってくる。

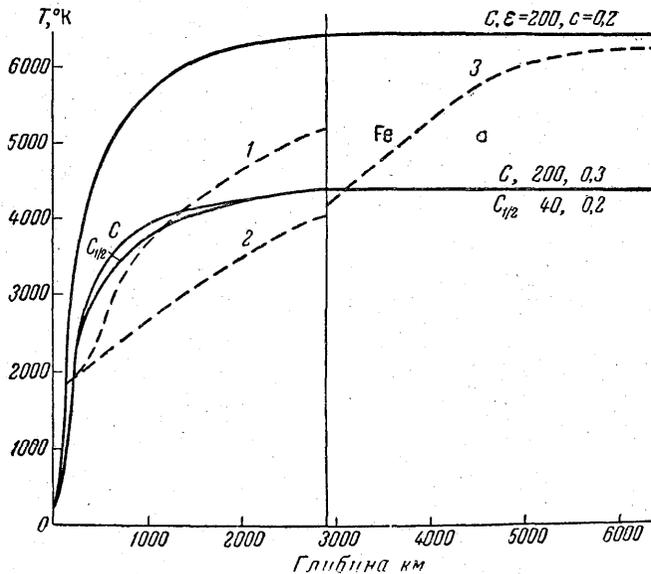
第3図には、各時間的瞬間に対する深所、温度分布曲線の一般的特性が掲げられてある (ただし $C=0.2, 0.3 \text{ cal/g}\cdot\text{grad}$)。地球の中心部では、観測点はまばらとなり、地表の表面付近では密となつている。中心核と周辺殻との境界を示す曲折の屈折は、放射性熱伝導度を計算する場合でも、周辺殻の総熱伝導度が中心核の金属性熱伝導度よりも依然として小さいことを明らかにしている。中心領域からの熱の排出はきわめて僅少であるから、熱容量 $C=0.2 \text{ cal/g}\cdot\text{grad}$ の場合の中心領域の温度は、 $C=0.3 \text{ cal/g}\cdot\text{grad}$ の場合よりも 1.5 倍大きい。放射性熱伝導度が適度 ($\epsilon=200 \text{ cm}^{-1}$) の場合放射性元素の含量のさまざまな変数に対する現在の中心領域の温度は、次のようである。

C 4,400— $^{\circ}\text{K}$ 6,500
 $C_{1/2}$ 3,000—4,500
 C_2 7,000—10,000

2つの吸収係数值 ($\epsilon=200, 40 \text{ cm}^{-1}$) 下の C 変数に対して行なわれた計算値を比較すると、放射性伝導熱が大きな役割を占める場合には、当然予期されるように、熱排出の起こる外部層の深度は深くなり、中心核との境界に達する。その結果として中心核の温度としては、近似的に 100° 以下が求められる。

現在の瞬間に対して求められた温度と溶融温度との比較は、第4図に示されてある。周辺殻に対しては、Uffer 曲線と Zharkov 曲線とが掲げられてある。中心核に対しては、Zharkov が求めた鉄の溶融曲線が掲げられている。他のデータを欠くので、金属状態にある中心核の物質は、溶融曲線の点では鉄に類似していると仮定している。

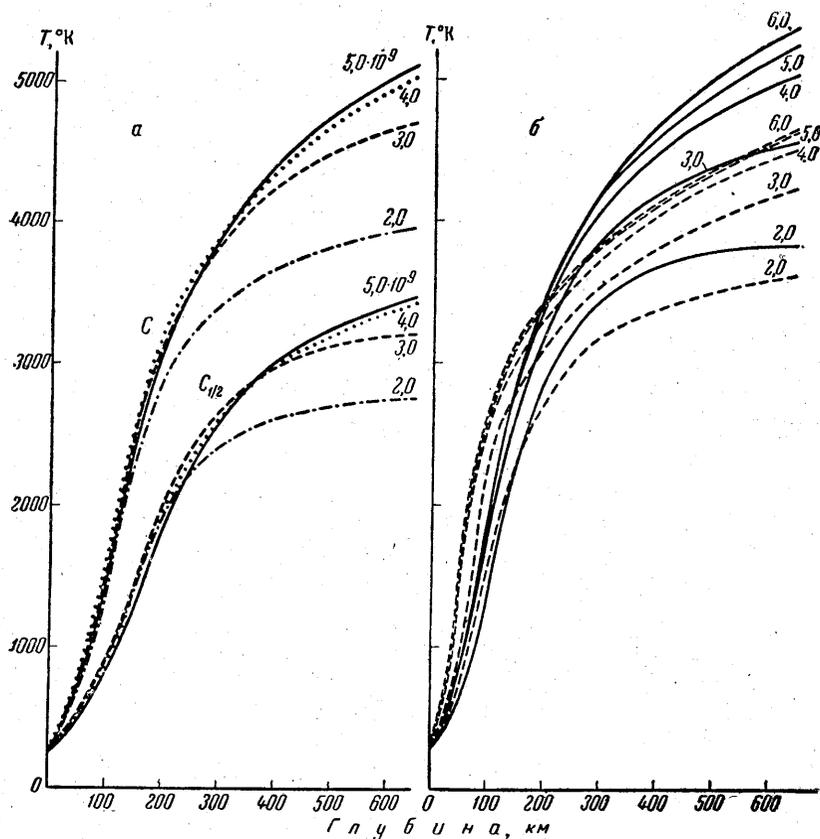
C_2 変数(一見ありそうに考えられない)では、両熱伝導下の温度曲線は第4図に示されてある温度曲線よりも上部にある。同様に $c=0.2, c=0.3$ の場合の C 変数についても求められる。この場合には、温度は、近似的に1.5倍以下となり、中心核の大部分は結晶状態となるが、周辺殻に対しては多少結晶状態にあることになる。このような状態によって、どの溶融曲線(Uffer, Zharkov)が正しいかが考えられる。 $C_{1/2}$ 変数におけるこのような溶融状態像を、 $c=0.2, c=0.3$ の場合について求めると、すべての中心核およびほとんどすべての周辺殻は、結晶状態を示していることになる。



第4図 現在の温度分布曲線と溶融曲線との比較
 1—Uffer 曲線 2—Zharkov 曲線 3—中心核に対する Zharkov 曲線

地球外面部の温度変化を検討してみよう。放射性元素の再配列が一定の特性をもっていることを考えに入れるならば、この外部層の本質的な冷却は求められない。第5図にみられるように、薄い海洋殻の場合の C 値では、 $\epsilon=200 \text{ cm}^{-1}$ であつても、また $\epsilon=40 \text{ cm}^{-1}$ であつても、周辺殻の外部の冷却は起こり得ないはずである。しかし深度 $200\sim 600 \text{ km}$ の大陸殻の場合では、 200° を超えない。放射性熱伝導が大きな役割を占める場合、すなわち周辺殻の下部からの熱の流れが大きい場合には、冷却度は依然として小さいであろう。さらに地殻の形成が、周辺殻の外部の放射性元素の本質的な劣化状態を伴う $C_{1/2}$ 変数でも、 $\epsilon=40 \text{ cm}^{-1}$ 下の冷却度は $50\sim 60^{\circ}$ を上廻らない。

あらゆる変数値でも、地殻の下部の温度が連続的に増大することは、きわめて重要である。



第5図 外部層における温度分布
 a—大陸殻, $c=0.2$, $E=200$, b—海洋殻, $C, c=0.2, -\epsilon=200$,
 $\epsilon=40$

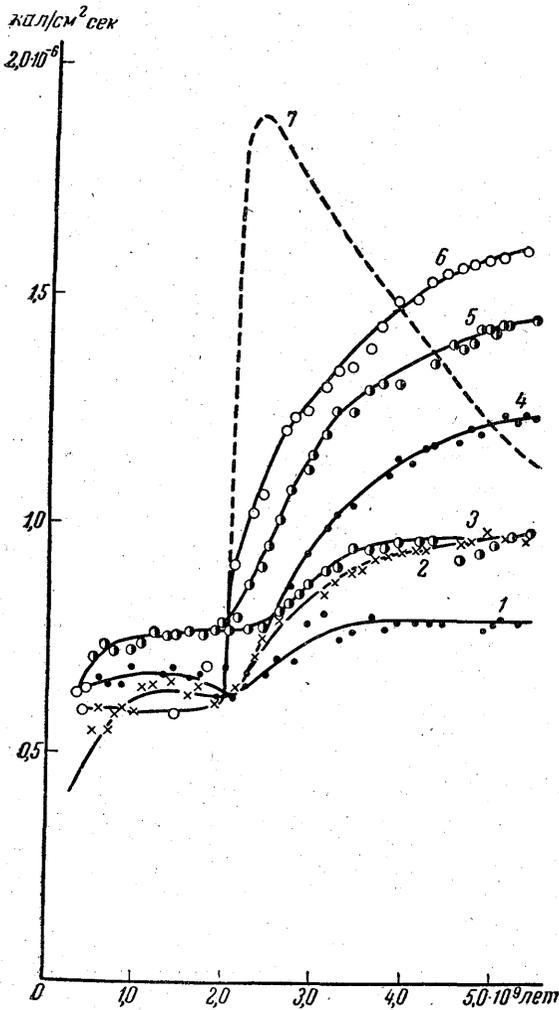
このような現象は放射性元素による地殻富化の線型法則により、地殻の遊離熱がこんにちまで増大を続けていることと関連性がある。このことは、周辺殻からの過剰の放射性元素の供給がその崩壊による減少をカバーしているからである。

求められた結果が放射性元素の緩慢な再配列を考慮に入れているためばかりでなく、モデルのなんらかの他の性質にも関連性があるという疑問を除くために、3億年以前に瞬間的に Lamination が起こったものと仮定して、 $\epsilon=200 \text{ cm}^{-1}$ $c=0.2 \text{ cal/g}\cdot\text{grad}$ 下の C 変数値に対して計算を行なった。この結果によると、Lyubimov の以前の計算値のように、深さ 700 km までの外層部（このうちには 30 km の地殻を含む）は一般に冷却状態であつて、そのうえ温度の低下は、局部的には 600° に達することがある。

地殻下部の温度変化は、地球の表面に現われる熱の流れにみられる（第6図参照）。放射性元素の同種分布階梯（同種モデルではさらに減少を始めるであろう。）で造成されたほとんど一定の熱の流れは、再分配の開始の瞬間から成長を始め、その成長は、現在に至るまで持続している。しかし瞬時 Lamination 下では、熱の流れの顕著な Jump up 現象が起こり、次いで減退にきわめて迅速に置き換わっている。

C および $C_{1/2}$ の放射性元素の 2 含量変数に対しては、あらゆる計算が実測値と一致する現世の熱流を与えている。たゞし C_2 の変数のみは計算熱流値が観測値の 2 倍となり、現実に対応しない変数と考えられる根拠が与えられている。

薄い海洋殻に対する熱流は、もちろん厚い大陸殻の場合より小さい。しかし熱流は、地殻ばかりでなく、周辺殻（中心核を取り囲む）の下部から発生するから、熱流差は大陸殻および海洋殻の厚さの差よりも著しく少ない。周辺殻からの熱流を強化さす放射性熱伝導の役割の増大



- 1—C, 10, 200, 0.3;
- 2—C, 10, 200, 0.2;
- 3—C_{1/2}, 30, 40, 0.2;
- 4—C, 30, 200, 0.3;
- 5—C, 30, 200, 0.2;
- 6—C, d=10, ε=40, c=0.2;
- 7—C, 30, 200; 0.2 (瞬時 Lamination 現象)

第6図 地球表面を通過する熱流の時間的变化

過去の造山運動および火山活動に関する研究者の仮説を確かめることも、反駁することもできない。

は、熱流の差を減少さす。しかし放射性熱伝導の役割が小さい場合でも、この種熱流差は30~40%であつて、大陸と海洋と熱流平衡(観測精度範囲内)に関する Bullard Maxwell の結果と完全に一致する。したがつて観察され得る熱流の平衡は、周辺殻の物質から地殻物質が漸進的に遊離——大陸地域では海洋地域よりさらにすすんでいる——されるという考え方と矛盾しない。

地殻の下部の持続的加熱と熱流の増大とに関する結論は、地殻における放射性元素の運びだしの線型法則に関する仮定と直接関連性をもつていることを強調しておく必要がある。この種の法則型態が変化し、また深度 1,000 km の上部周辺殻の放射性元素の均等劣化に関する仮説を拒否すると、地球の外部における異なつた温度分布と、時間の流れに伴なつて起こるこの種温度の異なる変化とが誘導される。加熱・冷却層が地域的に変わるような場合には、この種再配分法則は可能である。

さらに計算を精確化するためには、放射性元素の再配分過程に関する適切な知識を地質家・地球化学者から求めることが必要である。このような地球の熱歴史の数学的知識なくしては、